

УДК 539.141/142

Р.С. Кабатаева, Д. Шалдарбекова, Н. Аханова*, Б. Болекбаев
 НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

*E-mail: nazym@physics.kz

Изучение структуры ядра ^{10}B в литиевых реакциях

Аннотация. В настоящей работе выполнен расчет спектроскопических факторов отделения легких кластеров для ядра ^{10}B в многочастичной модели оболочек. Выполнен расчет спектров возбуждения ядра ^{10}B в реакции $^6\text{Li}+^6\text{Li}$ в предположении, что основным механизмом является передача α -частиц. Рассчитаны спектры возбуждения ядра ^{10}B в реакции $^7\text{Li}+^7\text{Li}$ в предположении, что основным механизмом является передача тритиевого кластера. Проведена классификация механизмов процессов $^6\text{Li}(^6\text{Li}, d)^{10}\text{B}$ и $^6\text{Li}(^7\text{Li}, t)^{10}\text{B}$.

Ключевые слова: легкие ядра, спектр возбуждения, многочастичная модель ядерных оболочек, волновая функция.

Введение

Во взаимодействиях частиц с легкими ядрами не существует универсальных формул, описывающих сечения во всем угловом диапазоне или в значительном энергетическом интервале. Легкие ядра характеризуются ярко выраженными структурными особенностями. Спектроскопические характеристики двух соседних ядер могут кардинально отличаться друг от друга. Эти особенности легких ядер находят свое отражение в процессах их взаимодействия.

Спектроскопические факторы для отделения или присоединения частиц являются основными структурными элементами при описании различных ядерных реакций. Одним из главных достоинств многочастичной модели оболочек (или, что то же самое, для легких ядер 1р-оболочки «трансляционно-инвариантной многочастичной модели оболочек») является возможность описания на основе единой волновой функции как различных кластерных, так и нуклонных спектроскопических факторов. Это связано с тем, что волновые функции модели являются полностью антисимметризованными в соответствии с фермионной статистикой нуклонов. При этом одинаковый подход, основанный на знании генеалогического разложения, квантовой теории момента движения и алгебры тензорных операторов, позволяет рассматривать как процессы с отделением частиц от ядра-мишени, так и их присоединением.

Спектроскопические факторы для ядра ^{10}B

Выражение для кластерного спектроскопического фактора S_L имеет следующий вид [1]:

$$S_{L_a} = \frac{n!}{a!(n-a)!} \left(\frac{A}{A-a} \right)^N \left(TT_z \tau_a \tau_{a_z} | TT_z \right)^2 K_{NL_a}^{(a)} (\hbar\omega) \sum_{\lambda} c_{\lambda}^2, \quad (1)$$

где a – число нуклонов в отделяемой нуклонной ассоциации «а» для отделения; n – число нуклонов в оболочке; $\frac{n!}{a!(n-a)!}$ – число

всевозможных сочетаний из n нуклонов по a ; $\left(\frac{A}{A-a} \right)^N$ – характерный для оболочечной

модели «фактор отдачи», дающий поправку на движение центра тяжести ядра в целом; $\langle TT_z \tau_a \tau_{a_z} | TT_z \rangle$ – коэффициент векторного

сложения по изоспину; c_{λ} – генеалогический коэффициент; λ – спин канала; $K_{NL_a}^{(a)}$ – произведение соответствующих коэффициентов Тальми при выделении относительного движения ассоциации в состоянии $|P^a T_a L_a S_a\rangle$ и интеграла

перекрывания осцилляторных функций $|T^a L^a S^a\rangle$ относительного движения группы частиц с волновой функцией ассоциации для отделения (в данном случае дейтрона); для дейтрона $|I^2 [2] 0 L_a 1\rangle$ этот коэффициент равен $(K_{NL_a}^{(a)})^2 = 1/2$.

Альфа-частичные спектроскопические факторы находят применение в реакциях типа ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li},d){}^{10}\text{B}$, тритонные ширины – в реакциях типа ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li},\alpha){}^{10}\text{B}$, основным механизмом в которых является передача, соответственно, α -кластера

и тритона. Поскольку ядро ${}^8\text{Be}$ является нестабильным, то реакция $({}^6\text{Li},\alpha)$ на этом ядре невозможна. В этом случае мы рассчитали дейтронные спектроскопические факторы для отделения их из ядра ${}^{10}\text{B}$. Они представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Спектроскопические факторы для отделения дейтронов из ядра ${}^{10}\text{B}$

Состояния ядра ${}^8\text{Be}$	$E_{\text{экс}}$	$E_{\text{теор}}$	$C_0^2 \cdot 10^2$	$C_2^2 \cdot 10^2$	ΣS_L
$[4]^{11}\text{S}$	0	0	-	1,67	0,195
$[4]^{11}\text{D}$	2,9	3,0	0,03	5,65	0,664
$[4]^{11}\text{G}$	11,7	10,0	0,092	2,67	0,324
$[4]^{11}\text{P}$	-	17:19	0,097	2,90	0,351
$[4]^{11}\text{D}$		20	0,96	4,28	0,613
*		22:40	5,92	12,6	2,16

В таблице 2 приведены спектроскопические факторы для тритонов и α -частиц с образованием ядра ${}^{10}\text{B}$ как в основном, так и возбужденных состояниях. Во всех случаях используются волновые функции в ММО [1].

Матричные элементы и характеристики реакций ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li},d){}^{10}\text{B}$ и ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li},\alpha){}^{10}\text{B}$

Из-за малости энергии связи ядер ${}^7\text{Li}$ в канале $\alpha+t$ и ${}^6\text{Li}$ в канале $\alpha+d$ [2, 3] доминирующими механизмами в обоих случаях являются передача альфа-частичного и тритонного кластера, соответственно.

В реакциях передачи сечение возбуждения уровней остаточного ядра (в данном случае ${}^{10}\text{B}$) может быть представлено выражением в предположении прямого механизма [4]

$$\sigma \sim (2J+1) \sum S_L \cdot \Phi, \quad (2)$$

здесь S_L – соответствующие спектроскопические факторы, а Φ – фактор, зависящий от кинематических характеристик. Если считать, что Φ – более или менее плавная величина в зависимости от энергии, то наблюдаемые в реакциях максимумы должны быть связаны с максимумами спектроскопических факторов.

В таблице 3 даны рассчитанные значения суммарных спектроскопических факторов. Сравнение с экспериментальными данными показывает, что теория в целом передает основные максимумы, наблюдаемые при энергиях $E = 7, 11$ и 13 МэВ для присоединения три-

тонов и при энергиях $E = 7, 11$ и 16 МэВ для α -частиц.

В качестве волновых функций основного состояния ядер ${}^6,7\text{Li}$, а также основного и возбужденных состояний ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{10}\text{Be}$ нами использовались хорошо известные волновые функции многочастичной модели оболочек, рассчитанные авторами в НИИЯФ МГУ [5]. Эти волновые функции получены диагонализацией гамильтониана, содержащего спин-орбитальное и парное центральное взаимодействие, включающие также обменные силы.

В данных расчетах использовался известный в литературе обменный вариант Розенфельда, содержащий значительный вклад пространственно-обменных сил Майораны. Выбранные параметры взаимодействия воспроизводят данные по нуклонному рассеянию до энергий в несколько сотен МэВ.

В качестве базисных функций были выбраны функции трехмерного гармонического осциллятора. Как известно, волновые функции осциллятора имеют неправильную для ядерных взаимодействий асимптотику, поскольку они слишком быстро убывают с расстоянием. Однако, в данных расчетах влияние неправильной асимптотики минимально, так как в ядрах рассматриваемой здесь 1р-оболочки все необходимые матричные элементы выражаются через два интеграла – прямой L и обменный k, а в расчетах их отношение рассматривается как параметр, подбираемый для всей оболочки из условия наилучшего описания спектра низколежащих состояний ядер.

Таблица 2 – Спектроскопические факторы для тритонов и α -частиц с образованием основного и возбужденных состояний ядра ^{10}B

Уровни ядра ^{10}B		S_t^L		S_α^L		
E, МэВ	J, T	L=1	L=3	L=0	L=2	L=4
0...1	3, 0	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$2,21 \cdot 10^{-2}$	-	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$10,1 \cdot 10^{-3}$
	1, 0	$7,1 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$4,03 \cdot 10^{-3}$	-
1...2	0, 1	$1,4 \cdot 10^{-2}$	-	-	-	-
2...3	1, 0	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$2,01 \cdot 10^{-2}$	$5,01 \cdot 10^{-3}$	$6,75 \cdot 10^{-3}$	-
3...4	2, 0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$2,47 \cdot 10^{-2}$	-	$2,50 \cdot 10^{-3}$	-
4...5	-	-	-	-	-	-
5...6	2, 1	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$1,69 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
6...7	3, 0	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$7,15 \cdot 10^{-2}$	-	$3,27 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$
	4, 0	-	$1,75 \cdot 10^{-2}$	-	-	$6,86 \cdot 10^{-3}$
	2, 0	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$1,82 \cdot 10^{-2}$	-	$2,39 \cdot 10^{-3}$	-
7...8	2, 1	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$1,23 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
8...9	-	-	-	-	-	-
9...10	-	-	-	-	-	-
10...11	2, 1	$7,1 \cdot 10^{-2}$	$5,3 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
	3, 0	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$7,8 \cdot 10^{-2}$	-	$1,41 \cdot 10^{-3}$	$6,75 \cdot 10^{-3}$
	1, 0	$2 \cdot 10^{-2}$	$9,1 \cdot 10^{-2}$	$5,9 \cdot 10^{-3}$	$1,003 \cdot 10^{-3}$	-
	3, 1	$5,2 \cdot 10^{-2}$	$2,01 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
11...12	1, 1	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$2,14 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
12...13	4, 1	-	$1,17 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
	1, 1	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$2,79 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
	2, 1	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$2,66 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
13...14	2, 0	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$7,15 \cdot 10^{-2}$	-	$1,2 \cdot 10^{-3}$	-
	0, 1	$2,1 \cdot 10^{-2}$	-	-	-	-
14...15	5, 0	$1,1 \cdot 10^{-2}$	-	-	-	$2,39 \cdot 10^{-3}$
15...16	2, 1	-	$2,66 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
	3, 0	-	$1,23 \cdot 10^{-2}$	-	$1,41 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
	0, 1	$5,3 \cdot 10^{-2}$	-	-	-	-
16...17	3, 1	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$5,46 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
	4, 0	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$1,10 \cdot 10^{-2}$	-	-	$1,63 \cdot 10^{-3}$
	2, 1	$1 \cdot 10^{-2}$	$7,15 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
17...18	1, 0	-	$8,45 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	-
18...19	3, 0	$6,2 \cdot 10^{-2}$	$8,78 \cdot 10^{-2}$	-	$1,41 \cdot 10^{-3}$	$4,14 \cdot 10^{-3}$
	4, 1	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$9,1 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
	1, 0	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,63 \cdot 10^{-3}$	-
19...20	3, 1	-	$1,5 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
		$2,7 \cdot 10^{-2}$				
		$3,7 \cdot 10^{-2}$				

Волновые функции многочастичной модели оболочек проверены на успешных расчетах различных структурных характеристик легких ядер. Они также применялись в расчетах различных ядерных реакций, успешно описывая различные механизмы. Особенно интересным оказалось применение этой модели к реакциям квазиупругого выбивания кластеров при больших

переданных импульсах. Эти реакции помогли значительно углубить понимание этих реакций, вскрыв важную роль процессов с перестройкой внутренних состояний выбиваемых частиц.

Модель, примененная к фотоядерным процессам, позволила понять основные свойства дипольного фотопоглощения g -квантов и распада их по различным кластерным и нуклонным каналам [6].

Таблица 3 – Спектры возбуждения ядра ^{10}B (^{10}Be) в литиевых реакциях

Уровни ядра ^{10}B		$(2J+1)\Sigma S_t^L$	$(2J+1)\Sigma S_t^L$	$(2J+1)\Sigma S_\alpha^L$
		$^7\text{Be} + t \rightarrow B^{10}$ Отн. един.	$^7\text{Li}_{g.s.} B_{\Xi s}^7 B_{\Xi s}^7 + t \rightarrow B^{10}$ Отн. един.	$^6\text{Li} + \alpha \rightarrow B^{10}$ Отн. един.
Е, МэВ	J, T			
0...1	3, 0	1	-	1
	1, 0	0,32	-	15,54
1...2	0, 1	0,08	0,08	-
2...3	1, 0	0,36	-	18,07
3...4	2, 0	1,13	-	13,15
4...5	-	-	-	-
5...6	2, 1	0,67	0,67	-
6...7	3, 0	-	-	-
	4, 0	1,18	-	45,21
	2, 0	-	-	-
7...8	2, 1	0,52	0,52	-
8...9	-	-	-	-
9...10	-	-	-	-
10...11	2, 1	-	-	-
	3, 0	1,86	1,05	15,02
	1, 0	-	-	-
	3, 1	-	-	-
11...12	1, 1	0,01	0,01	-
12...13	4, 1	-	-	-
	1, 1	1,80	1,80	-
	2, 1	-	-	-
13...14	2, 0	0,33	0,06	0,64
	0, 1	-	-	-
14...15	5, 0	-	-	28,20
15...16	2, 1	-	-	-
	3, 0	0,69	0,16	9,02
16...17	0, 1	-	-	-
	3, 1	0,65	0,05	15,00
	4, 0	-	-	-
17...18	2, 1	0,20	0,20	-
18...19	1, 0	-	-	-
	3, 0	0,98	0,53	1,91
	4, 1	-	-	-
19...20	1, 0	0,66	0,61	1,30
	3, 1	-	-	-

Заключение

Как известно, наилучшее описание различных свойств легких ядер в настоящее время достигнуто в многочастичной модели ядерных оболочек. Основным достоинством этой модели является возможность, исходя из единой волновой функции основного состояния, переходить в различные нуклонные и кластерные каналы.

С целью изучения кластерной структуры ядер ^9Be и ^{10}B были рассмотрены реакции взаимодействия изотопов лития друг с другом,

приводящие к основным и возбужденным состояниям ядер ^9Be и ^{10}B . Здесь используется тот факт, что основным механизмом в реакции с ионами лития является механизм передачи слабо связанных дейтронов, тритонов и α -частиц. Оказалось, что энергетическая зависимость спектров возбуждения хорошо передается просуммированными спектроскопическими факторами.

Для расчета последних нами использовались волновые функции многочастичной модели

оболочек. Для ядра ^9Be основное состояние имеет ярко выраженную $\alpha\alpha\pi$ -структуру. А $\alpha d\pi$ -конфигурация в основном состоянии практически не дает никакого вклада, поэтому проводимые иногда расчеты ядра ^9Be на основе $\alpha d\pi$ -модели являются просто ошибочными. Это подтверждается и тем фактом, что в $\alpha d\pi$ -модели запрещены основные переходы с вылетом из ядра ^9Be нейтронов с образованием ядра ^8Be в основном и первом возбужденном состояниях (имеющих схему Юнга), а также наблюдаемые выходы α -частиц с образованием ядра ^5He в основном и первом возбужденных состояниях со схемой Юнга. Для ядра ^{10}B аналогичные расчеты приводят к доминирующей $\alpha\alpha d$ -структуре.

Литература

1 Бояркина А.Н. Структура ядер 1р-оболочки. - М.: МГУ, 1973. - 52 с.

2 Ajzenberg-Selove F. Energy Levels of Light Nuclei $A=11$ // Nucl. Phys. - 1990. - Vol. A506. - P. 1-10.

3 Tilley D.R. et al. Energy levels of light nuclei $A=10$ // Nucl. Phys. - 2004. - Vol. A745. - P. 29-38.

4 Жусупов М.А., Кабатаева Р.С. Особенности взаимодействия изотопов ^6Li и ^7Li с легкими ядрами // Вестник КазНУ. Серия физическая. - 2010. - №4(35). - С. 39-44.

5 Ворончев В.Т., Кукулин В.И., Померанцев В.Н., Разиков Х.Д., Рыжих Г.Г. Изучение структуры и свойств ядер с $A=9$ (^9Be - ^9B) в рамках мультикластерной динамической модели $2\alpha + N$ // Ядерная физика. - 1994. - Т. 57, №11. - С. 1964-1980.

6 Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А., Жусупов М.А. Потенциальная теория кластерного фоторасщепления легких ядер // ЭЧАЯ. - 2005. - Т. 36, вып. 4. - С. 125-129.

Р.С. Кабатаева, Д. Шалдарбекова, Н. Аханова, Б. Бөлекбаев Литий реакциялардағы ^{10}B ядросының құрылымын зерттеу

Бұл мақалада ^{10}B қабықтардың үлгісінің көп бөлшекті ядросы үшін жеңіл кластерлердің спектроскопиялық факторларын есептеуі орындалды. α -бөлшектері негізгі тетік беруші $^6\text{Li}+^6\text{Li}$ жорамал реакциядағы ^{10}B ядросы қоздыруының спектрлері есептелінді. Негізгі тетік тритий кластер берілуі $^6\text{Li}+^6\text{Li}$ жорамал реакциядағы ^{10}B ядросы қоздыруының спектрлері есептелінді. $^6\text{Li}(^6\text{Li}, d)^{10}\text{B}$ және $^6\text{Li}(^7\text{Li}, t)^{10}\text{B}$ процестер тетіктерінің топтамасы өткізілді.

Түйін сөздер: Жеңіл ядролар, қоздыру спектрі, ядролық қабықшалардың көп бөлшекті моделі, толқындық функция.

R.S. Kabatayeva, D. Shaldarbekova, N. Akhanova, B. Bolekbayev Study of ^{10}B nucleus structure in lithium reactions

In this paper we have calculated the spectroscopic factors for the separation of light clusters in core ^{10}B in the multiparticle shell model. We carried out the calculation of excitation spectra of nuclei ^{10}B in the reaction $^6\text{Li}+^6\text{Li}$ on the assumption that the basic mechanism is the transfer of α -particles. We calculated excitation spectra of nuclei ^{10}B in the reaction $^6\text{Li}+^6\text{Li}$ on the assumption that the basic mechanism is the transfer of tritium cluster. The classification of the mechanisms $^6\text{Li}(^6\text{Li}, d)^{10}\text{B}$ and $^6\text{Li}(^7\text{Li}, t)^{10}\text{B}$ is carried out.

Keywords: light nuclei, excitation spectrum, many-nuclear shell model, wave function.